

JAPAN PATENT OFFICE

This is to certify that the annexed is a true copy of the following application as filed with this Office.

Date of Application: August 30, 2002

Application Number: Patent Application No. 2002-256036
[ST.10/C]: [JP2002-256036]

Applicant(s): NIPPON TELEGRAPH AND TELEPHONE CORPORATION

July 8, 2003

Commissioner,

Japan Patent Office

Shinichiro OTA

Number of Certificate: 2003-3054193



日 本 国 特 許 庁
JAPAN PATENT OFFICE

別紙添付の書類に記載されている事項は下記の出願書類に記載されている事項と同一であることを証明する。

This is to certify that the annexed is a true copy of the following application as filed with this Office.

出 願 年 月 日 2 0 0 2 年 8 月 3 0 日
Date of Application:

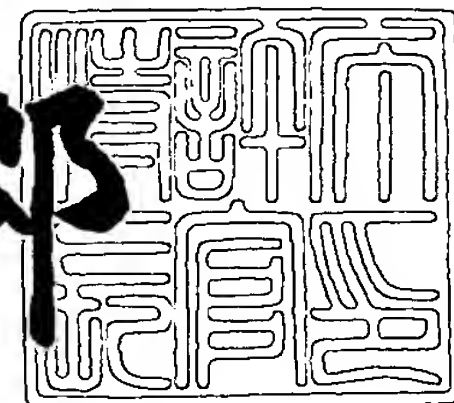
出 願 番 号 特 願 2 0 0 2 - 2 5 6 0 3 6
Application Number:
[ST. 10/C] : [J P 2 0 0 2 - 2 5 6 0 3 6]

出 願 人 日 本 電 信 電 話 株 式 有 限 公 司
Applicant(s):

2 0 0 3 年 7 月 8 日

特 許 庁 長 官
Commissioner,
Japan Patent Office

太 田 信 一 郎



出 証 番 号 出 証 特 2 0 0 3 - 3 0 5 4 1 9 3

【書類名】 特許願

【整理番号】 NTTH145730

【提出日】 平成14年 8月30日

【あて先】 特許庁長官殿

【国際特許分類】 H01F 1/00

【発明の名称】 磁性体

【請求項の数】 5

【発明者】

 【住所又は居所】 東京都千代田区大手町二丁目 3 番 1 号 日本電信電話株式会社内

 【氏名】 田村 浩之

【発明者】

 【住所又は居所】 東京都千代田区大手町二丁目 3 番 1 号 日本電信電話株式会社内

 【氏名】 高柳 英明

【特許出願人】

 【識別番号】 000004226

 【氏名又は名称】 日本電信電話株式会社

【代理人】

 【識別番号】 100083806

 【弁理士】

 【氏名又は名称】 三好 秀和

 【電話番号】 03-3504-3075

【選任した代理人】

 【識別番号】 100068342

 【弁理士】

 【氏名又は名称】 三好 保男

【手数料の表示】

【予納台帳番号】 001982

【納付金額】 21,000円

【提出物件の目録】

【物件名】 明細書 1

【物件名】 図面 1

【物件名】 要約書 1

【包括委任状番号】 9701396

【プルーフの要否】 要

【書類名】 明細書

【発明の名称】 磁性体

【特許請求の範囲】

【請求項 1】 複数の電子が閉じ込められて成る複数の第 1 の領域と、
この複数の第 1 の領域の各々に接し、かつ当該第 1 の領域よりも高いエネルギーポテンシャルを有する第 2 の領域と、

この第 2 の領域よりも低いエネルギーポテンシャルを有し、前記第 2 の領域を介して前記複数の第 1 の領域との間を電子が移動可能であり、かつ電気伝導性を有する第 3 の領域と

を備えたことを特徴とする磁性体。

【請求項 2】 前記第 1 の領域は量子ドットであることを特徴とする請求項 1 記載の磁性体。

【請求項 3】 前記第 1 および第 2 の領域は、半導体と絶縁層の界面中の二次元電子によって形成される前記第 3 の領域に、前記絶縁層を挟んで外部から所定の電圧を印可するときに生じる静電ポテンシャルによって形成されることを特徴とする請求項 1 または 2 記載の磁性体。

【請求項 4】 前記第 1 の領域は、半導体量子井戸構造中に電子を閉じ込めることによって形成されることを特徴とする請求項 1 または 2 記載の磁性体。

【請求項 5】 前記第 1 の領域は、半導体結晶成長法によって形成されることを特徴とする請求項 1 または 2 記載の磁性体。

【発明の詳細な説明】

【0 0 0 1】

【発明の属する技術分野】

本発明は、非磁性材料を用いて構成する磁性体に関する。

【0 0 0 2】

【従来の技術】

従来、磁性体を構成する磁性材料としては、磁鉄鉱 (Fe_3O_4) のような天然磁石、クロム鋼や高コバルト鋼などの合金鋼磁石、アルニコ、フェライト、希土類を含む磁石などがある。このような磁性材料を用いて、磁気記憶媒体や磁気

センサが作製されてきた。

【 0 0 0 3 】

しかしながら、これらの磁性材料はいずれも磁性金属物質を含んでいるため、シリコンやガリウムヒ素（GaAs）などの半導体を用いたLSI（Large Scale Integration）基板上に磁性デバイスを作製することには、物質同士の融合性がよくない等、さまざまな製造プロセス上の問題点が存在していた。

【 0 0 0 4 】

このため、トランジスタのようなLSI基板上の電子部品とは別の部品として回路を構成する必要がある、電子回路の小型化・高集積化・工程数低減化を図る上で大きな障害となっていた。

【 0 0 0 5 】

また、非磁性物質から化学合成された半導体クラスタ、炭素クラスタ、金属クラスタ等は磁性を示さず、単にこれらを集積させるだけでは磁性材料を構成することはできなかった。

【 0 0 0 6 】

このような課題を解決すべく、フラットバンド構造を用いて磁性体を作製しようとする試みもなされている。フラットバンド構造とは、電子のエネルギー分散が波数依存性を持たないバンド構造のことである。フラットバンド構造を有する物質を用いると、強磁性状態が発現することがリープやミールケによって理論的に示されている。この理論によれば、フラットバンドのような分散のない（つまり縮退の強い）系に電子を詰める場合、スピンを出来るだけ平行に揃えようとする効果が働くことが示される。

【 0 0 0 7 】

一般に、縮退したエネルギー準位に電子を詰める場合には、交換エネルギーを得するためにスピンを出来るだけ平行に揃えようとする効果が働く。この効果の典型的な例は、原子の核模型におけるフントの第一法則である。上述したリープやミールケによる理論は、フラットバンド構造を有する物質にも同様の効果が生じることを示したものである。

【 0 0 0 8 】

このリープやミールケによる理論に基づいて、グラファイト、ガリウム（Ga）原子、ヒ素（As）原子のような非金属物質を用いて磁性体を作る理論的な提案がなされている。しかしながら、フラットバンド構造を有する物質を人工的に合成したり、小さい原子を設計通りに配置したりすることが困難であるため、これまでフラットバンド構造を有する磁性体を作製することは出来なかった。

【0 0 0 9】

これに対して、フラットバンド構造に基づく強磁性体を実現する別の方法も提案されている。これは、リープやミールケの理論で用いられる特別な格子点上に、周囲にエネルギーポテンシャルの高い領域が形成されて電子が閉じこめられた量子ドットを複数配置した量子ドット列を構成し、隣接した量子ドット間を電子が移動できるようにしてフラットバンド構造を実現することにより強磁性状態を発現させようとするものである。

【0 0 1 0】

量子ドット列は、一つの量子ドットを人工原子と見なし、その量子ドットを構成要素として人工的な結晶（人工結晶）を構成したものである。近年の加工技術の進歩により、このような人工結晶を作製することが可能になってきつつあり、2つの量子ドットを結合させたいわゆる人工分子においては、スピンの向きが揃う強磁性状態が既に実験的に実現されている。

【0 0 1 1】

【発明が解決しようとする課題】

しかしながら、より多数の量子ドットを結合させて人工結晶における強磁性を実現するためには、ある特定の格子構造に同じ大きさの量子ドットを周期的に配列しなければならない、高度の加工、合成、および配列技術が必要であり、現状では困難であった。

【0 0 1 2】

また、実デバイスとして利用可能にするために、強磁性転移温度を室温まで引き上げるには、量子ドットの大きさを10ナノメートル（ $10\text{ nm} = 10 \times 10^{-9}\text{ m}$ ）程度以下にしなければならないが、このように小さい量子ドットを周期的に配列することも、現状では技術的に困難であった。

【 0 0 1 3 】

本発明は上記に鑑みてなされたものであり、その目的は、非磁性材料である量子ドットと伝導電子領域とを障壁層を介して接合することにより、室温においても強磁性を示す磁性体を提供することにある。

【 0 0 1 4 】

【課題を解決するための手段】

上記目的を達成するために、請求項 1 記載の本発明は、複数の電子が閉じ込められて成る複数の第 1 の領域と、この複数の第 1 の領域の各々に接し、かつ当該第 1 の領域よりも高いエネルギーポテンシャルを有する第 2 の領域と、この第 2 の領域よりも低いエネルギーポテンシャルを有し、前記第 2 の領域を介して前記複数の第 1 の領域との間を電子が移動可能であり、かつ電気伝導性を有する第 3 の領域とを備えたことを要旨とする。

【 0 0 1 5 】

請求項 1 記載の本発明によれば、複数の電子が閉じ込められて成る複数の第 1 の領域と、この複数の第 1 の領域の各々に接し、かつ当該第 1 の領域よりも高いエネルギーポテンシャルを有する第 2 の領域と、この第 2 の領域よりも低いエネルギーポテンシャルを有し、第 2 の領域を介して複数の第 1 の領域との間を電子が移動可能であり、かつ電気伝導性を有する第 3 の領域とを備えることにより、室温においても強磁性を示す非磁性材料を用いた磁性体を提供することができる。

【 0 0 1 6 】

ここで、「第 1 の領域よりも高いエネルギーポテンシャルを有する第 2 の領域」とは、第 1 の領域に閉じ込められた電子の持つフェルミエネルギーよりも高いエネルギーポテンシャルを有し、障壁層の役割を担う領域のことを意味する。

【 0 0 1 7 】

なお、第 1 の領域と第 3 の領域のエネルギーポテンシャルの大小は任意で構わない。

【 0 0 1 8 】

請求項 2 記載の本発明は、請求項 1 記載の発明において、前記第 1 の領域は量子ドットであることを要旨とする。

【 0 0 1 9 】

請求項 2 記載の本発明においては、第 1 の領域が量子ドットから構成される。ここで、「量子ドット」とは、一辺の長さが 1 ミクロン ($1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{m}$) 程度以下のサイズを有する微小な領域に、2 次元的または 3 次元的に複数の電子を閉じ込めたものを意味する。なお、本発明に係る量子ドットとしては、一辺の長さが数ナノメートル乃至 100 ナノメートル程度の微小領域に複数の電子を閉じ込めたものであればより好ましい。

【 0 0 2 0 】

請求項 3 乃至 5 記載の発明は、請求項 1 または 2 記載の磁性体を構成する各領域の形成法を具体的に与えるものである。

【 0 0 2 1 】

請求項 3 記載の本発明は、請求項 1 または 2 記載の発明において、前記第 1 および第 2 の領域は、半導体と絶縁層の界面中の二次元電子によって形成される前記第 3 の領域に、前記絶縁層を挟んで外部から所定の電圧を印可するときに生じる静電ポテンシャルによって形成されることを要旨とする。

【 0 0 2 2 】

請求項 3 記載の本発明にあつては、半導体と絶縁層の界面に形成される二次元伝導電子ガスに対して、絶縁層を挟んで設けられた金属ゲートから所定の負の電圧を印加するときに生じる静電ポテンシャルの影響によって界面上の電子の分布が変化し、一部に電子が局在した第 1 の領域が形成されるとともに、この第 1 の領域と第 3 の領域の間に障壁層となる第 2 の領域が形成される。

【 0 0 2 3 】

請求項 4 記載の本発明は、請求項 1 または 2 記載の発明において、前記第 1 の領域は、半導体量子井戸構造中に電子を閉じ込めることによって形成されることを要旨とする。

【 0 0 2 4 】

請求項 4 記載の本発明にあつては、微小な領域に電子を局在させるために半導体量子井戸構造を用いる。

【 0 0 2 5 】

請求項 5 記載の本発明は、請求項 1 または 2 記載の発明において、前記第 1 の領域は、半導体結晶成長法によって形成されることを要旨とする。

【 0 0 2 6 】

請求項 5 記載の本発明にあつては、半導体結晶成長法によって微細な領域に複数の第 1 の領域を自己集合的、自己組織的に自然に成長させて形成する。

【 0 0 2 7 】

【発明の実施の形態】

次に、図面を参照して本発明の実施の形態を説明する。

【 0 0 2 8 】

(理論的背景)

最初に、本発明の実施の形態に係る磁性体を構成する上での根拠となる理論的な背景について説明する。

【 0 0 2 9 】

まず、一つの量子ドットが 3 次元および 2 次元伝導電子系と結合している状況を考える。量子ドット内には奇数個、すなわち $2n + 1$ 個 (n は 0 または正の整数) の電子が閉じ込められているものとする。

【 0 0 3 0 】

電子は、スピンと呼ばれる上向き ($S = 1/2$) または下向き ($S = -1/2$) の角運動量を持っており、量子ドット内の $2n + 1$ 個の電子のスピン角運動量は、個々のスピンを合成することによって与えられる。この合成スピンの伝導電子系と相互作用 (交換相互作用) を行うことによって結合する。量子ドット内エネルギーレベルが縮退していない場合には、 n 個の上向きスピン ($n/2$) と n 個の下向きスピン ($-n/2$) とが互いに打ち消し合って、余った一つの電子スピン ($1/2$) だけが生き残る。

【 0 0 3 1 】

以後の説明において、伝導電子系は、体積 v を有する格子点が N 個並んだ格子列であるとし、この格子列の体積 Nv を V と表す。量子ドット内で生き残ったスピン (局在スピン) と伝導電子系との交換相互作用を表すハミルトニアン H_{exch} は、一般に次のように表される。

【数 1】

$$\begin{aligned}
 H_{\text{exch}} &= -2J \sum_j (v \delta(\mathbf{r}_j)) (\mathbf{s}_j \cdot \mathbf{S}) \\
 &= -\frac{2J}{N} \sum_{j,q} e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j} (\mathbf{s}_j \cdot \mathbf{S}) \quad (1)
 \end{aligned}$$

ここで、 J は交換エネルギー、 \mathbf{r}_j 、 \mathbf{s}_j は j 番目の伝導電子の位置とスピン、 \mathbf{S} は量子ドット中の電子の合成スピン角運動量、 $\delta(\mathbf{r}_j)$ はディラックの δ 関数、 \mathbf{q} は波数ベクトルである。

【0 0 3 2】

量子ドット中の局在スピンと伝導電子系との間には、二次摂動の範囲内において次式で与えられる交換エネルギーが働く。

【数 2】

$$J = -N |V_{k_F,d}|^2 \left(\frac{1}{E_d + U} - \frac{1}{E_d} \right) \quad (2)$$

ここで、 $V_{k_F,d}$ は量子ドットに局在する軌道と伝導電子との混合の強さを表し、 E_d および U は、それぞれ量子ドット内局在軌道およびクーロンエネルギーを表す。

【0 0 3 3】

今、座標軸の z 方向を量子ドット内スピンの向きにとると、式 (1) は

【数 3】

$$H_q = \frac{2J}{g \mu_B N} S_z$$

で表される外部磁場を受けた場合のゼーマン分裂エネルギーのハミルトニアンと等価になる。ここで、 μ_B はボーア磁子である。

【0 0 3 4】

【数 4】

このような磁場下におかれた伝導電子の磁気モーメント密度 $\sigma(\mathbf{r})$ は、次式のような一次摂動計算によって導くことができる。

$$\sigma(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \chi(\mathbf{q}) H_{\mathbf{q}} \quad (3)$$

$$\chi(\mathbf{q}) = \left(\frac{g\mu_B}{2} \right)^2 \frac{2}{V} \sum_{\mathbf{k}} \frac{f(\mathbf{k}) - f(\mathbf{k} + \mathbf{q})}{\varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - \varepsilon(\mathbf{k})} \quad (4)$$

ここで、 $\varepsilon(\mathbf{k})$ は自由電子のエネルギー、 g は電子の g 因子、 $f(\mathbf{k})$ はフェルミ分布関数である。

式 (3) および (4) の和を積分に置き換えることのできる極限においてその積分を実行すると、伝導電子系が 3 次元 (3D) および 2 次元 (2D) の場合の伝導電子の磁気モーメント σ_{3D} および σ_{2D} は、それぞれ以下の式に帰着する。

【数 5】

$$\sigma_{3D}(\mathbf{r}) = \frac{12\pi}{V} \frac{N_e}{N} \frac{J}{g\mu_B} S_z \chi_{\text{Pauli}} F_{3D}(2k_F|\mathbf{r}|) \quad (5a)$$

$$\sigma_{2D}(\mathbf{r}) = \frac{32\pi}{3V} \frac{N_e}{N} \frac{J}{g\mu_B} S_z \chi_{\text{Pauli}} F_{2D}(2k_F|\mathbf{r}|) \quad (5b)$$

ここで、 $F_{3D}(x)$, $F_{2D}(x)$ は、それぞれ

$$F_{3D}(x) = \frac{-x \cos x + \sin x}{x^4},$$

$$F_{2D}(x) = J_0(x/2) N_0(x/2) + J_1(x/2) N_1(x/2)$$

であり、 N_e は全伝導電子数、 $\chi_{\text{Pauli}} = 3 N_e (g\mu_B)^2 / 8 E_F$ はパウリ常磁性帯磁率、 k_F および E_F は、それぞれ自由電子のフェルミ波数およびフェルミエネルギー、 J_n および N_n は、それぞれ第 1 種および第 2 種の n 次ベッセル関数である。

【0035】

ここまでは一つの量子ドットと伝導電子系との相互作用のみを考えたが、以下

では量子ドットが2つある場合を考える。

【0036】

【数6】

2つの量子ドットの位置を \mathbf{R}_1 , \mathbf{R}_2 とすると、 \mathbf{R}_1 の位置にある量子ドットの周りに伝導電子の磁気モーメント密度が式(3)にしたがって形成され、その影響が \mathbf{R}_2 にある量子ドットのスピンの向きに及ぶ。

このような伝導電子を介した局在スピン間の相互作用は、一般にRuderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) 相互作用と呼ばれている。このRKKY相互作用のハミルトニアンは、3次元(3D)と2次元(2D)の場合にそれぞれ次式で与えられる。

【数7】

$$\begin{aligned} H_{\text{RKKY}}^{3\text{D}} &= -2J_V \left\{ \frac{1}{g\mu_B} \sigma_{3\text{D}}(|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|) \right\} S_{2z} \\ &= -9\pi \frac{J^2}{E_F} \left(\frac{N_e}{N} \right)^2 F_{3\text{D}}(2k_F |\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|) S_{1z} S_{2z} \quad (6a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{\text{RKKY}}^{2\text{D}} &= -2J_V \left\{ \frac{1}{g\mu_B} \sigma_{2\text{D}}(|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|) \right\} S_{2z} \\ &= -8\pi \frac{J^2}{E_F} \left(\frac{N_e}{N} \right)^2 F_{2\text{D}}(2k_F |\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|) S_{1z} S_{2z} \quad (6b) \end{aligned}$$

以後、二つの量子ドット間の距離 $|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|$ を R と表す。

また、式(6a)および(6b)でも座標軸の z 方向を量子ドット内のスピンの向きとしている(S_{1z} および S_{2z} は、各量子ドットの z 方向の合成スピン各運動量である)。

【0037】

ここで、量子ドットの場合の交換エネルギーを評価して強磁性転移温度を求める。式(6a)および(6b)の J に式(2)を代入すると、3次元と2次元の場合の交換エネルギーはそれぞれ次のように評価される。

【数 8】

$$J_{\text{RKKY}}^{3\text{D}}(\text{R}) = 9\pi \frac{J^2}{E_{\text{F}}} \left(\frac{N_{\text{e}}}{N} \right)^2 F_{3\text{D}}(2k_{\text{F}} \text{R})$$

$$= 16\pi E_{\text{F}} \left\{ \frac{\Gamma U}{\pi E_{\text{d}}(E_{\text{d}} + U)} \right\}^2 F_{3\text{D}}(2k_{\text{F}} \text{R}) \quad (7\text{a})$$

$$J_{\text{RKKY}}^{2\text{D}}(\text{R}) = 8\pi \frac{J^2}{E_{\text{F}}} \left(\frac{N_{\text{e}}}{N} \right)^2 F_{2\text{D}}(2k_{\text{F}} \text{R})$$

$$= 32\pi E_{\text{F}} \left\{ \frac{\Gamma U}{\pi E_{\text{d}}(E_{\text{d}} + U)} \right\}^2 F_{2\text{D}}(2k_{\text{F}} \text{R}) \quad (7\text{b})$$

ここで、 $\Gamma = \pi D_0 |V_{\text{k}_{\text{F}},\text{d}}|^2$ (D_0 は伝導電子の状態密度)
 は、フェルミ面上の伝導電子と量子ドット内電子の弾性結合エネルギーである。

【0 0 3 8】

今、量子ドット内に余剰電子が 1 個あるとして、 $E_{\text{d}} = -U/2$ とおくと、式
 (7 a) および (7 b) は、それぞれ

【数 9】

$$J_{\text{RKKY}}^{3\text{D}}(\text{R}) = 256\pi E_{\text{F}} \left(\frac{\Gamma}{\pi U} \right)^2 F_{3\text{D}}(2k_{\text{F}} \text{R}) \quad (8\text{a})$$

$$J_{\text{RKKY}}^{2\text{D}}(\text{R}) = 512\pi E_{\text{F}} \left(\frac{\Gamma}{\pi U} \right)^2 F_{2\text{D}}(2k_{\text{F}} \text{R}) \quad (8\text{b})$$

となる。

【0 0 3 9】

弾性結合エネルギー Γ は伝導電子系と量子ドットとの結合の強さを表すので、伝導電子系と量子ドットとの距離や両者の間にある障壁バリアの高さなどのデバイス形状に大きく依存する。弾性結合エネルギーをあまり小さくしすぎると交換エネルギーは小さくなってしまうので、この意味ではできるだけ大きくなるようにした方がよい。しかしながら一方で、伝導電子系と量子ドットとの結合をあまり大き

くしすぎると、量子ドット中に電子が閉じ込められなくなり、式（2）を導いた二次摂動の仮定が成立しなくなる。

【0 0 4 0】

奇数個の電子から成る量子ドットは、あたかも磁性不純物のように振舞うことが知られており、このような単一の量子ドットを伝導電子系と結合させた際に見られる近藤効果の研究によれば、 $\Gamma / \pi U$ の値を最大0.1程度まで大きくできること、ならびにそのような値をとるようにデバイス形状を調整できることが実証されている。そこで、 $\Gamma / \pi U$ の値として0.1を用いると、式（8 a）および（8 b）は、それぞれ

【数 1 0】

$$J_{\text{RKKY}}^{3\text{D}}(R) = 8.04 E_F F_{3\text{D}}(2k_F R) \quad (9a)$$

$$J_{\text{RKKY}}^{2\text{D}}(R) = 16.08 E_F F_{2\text{D}}(2k_F R) \quad (9b)$$

となる。このとき、強磁性転移温度は $T_c = 2 J z S (S + 1) / 3 \sim J$ （ z は最近接量子ドット数）で与えられる。ここで記号「 \sim 」は、具体的な z の値（例えば、立方格子の場合には $z = 6$ ）と $S = 1/2$ を代入したとき、 T_c が J に近い値（ J の数倍程度の値）をとるということを意味している。

【0 0 4 1】

図9は、3次元RKKY相互作用の強さを局在スピン間の距離の関数としてプロットしたものを示す説明図である。同図によれば、局在スピン間距離がフェルミ波長（＝フェルミ波数の逆数、図9で $2k_F R$ の値が4程度に相当）よりも小さいときは、交換エネルギー（式（9 a）を参照）の値が正、すなわち負の相互作用（つまり局在スピンを揃えようとする力）が働く一方で、局在スピン間距離がフェルミ波長程度よりも大きくなると、正負に振動しながら減衰することが分かる。なお、2次元RKKY相互作用も同様の振動構造を示す。

【0 0 4 2】

図10および図11は、伝導電子領域がGaAsの場合に、伝導電子濃度および量子ドット中心間隔の関数として3次元および2次元の強磁性転移温度をそれ

ぞれ示した説明図である。これらの図から、伝導電子濃度を増やしてゆくと、3次元では量子ドット間隔が4ナノメートル程度以下（図10を参照）、2次元では10ナノメートル程度以下（図11を参照）で300K（室温）以上の強磁性転移温度を持ちうる事が分かる。GaAsは、0.1ミクロン（ $0.1\mu\text{m}=0.1\times 10^{-6}\text{m}$ ）程度のフェルミ波長を有しており、この値および図10、図11より、量子ドット間距離をフェルミ波長程度以下にすれば強磁性転移温度が室温以上になることが分かる。なお、ここではGaAsのみを一例として挙げたが、他の物質に関しても、量子ドット間距離をフェルミ波長程度以下にすれば、強磁性転移温度が室温以上になる。

【0043】

RKKY相互作用は、銅やアルミなどの非磁性金属に鉄（Fe）やマンガン（Mn）などの磁性不純物を加えたときに磁性不純物間に働く相互作用として知られている。これらの金属合金においては、磁性不純物は母体金属の格子点をランダムに占めているために、一つの磁性不純物のスピンに作用する他のスピンからの内部磁場の方向は、周囲の磁性不純物の分布によって異なる。

【0044】

また、金属のフェルミ波長は1乃至10オングストローム（ $1\times 10^{-10}\text{m}$ 乃至 $10\times 10^{-10}\text{m}$ ）程度と極めて小さいので、RKKY相互作用はスピン間距離の増加に伴って正負に振動しながら急速に減衰してゆき、個々の磁性不純物に働く内部磁場の大きさもまちまちになる。磁性不純物の位置を制御することはできないので、金属合金のスピン配置を制御することは極めて難しい。

【0045】

これに対し、量子ドット中の局在スピン同士と伝導電子系をRKKY相互作用させると、以下に述べるような数多くの長所を生じる。

【0046】

（1）量子ドットは加工技術や自己成長技術を用いて比較的制御性良く配置することが出来るので、局在スピンの位置や量子ドットの大きさを制御しやすい。

【0047】

（2）フェルミ波長が長い材料を用いれば、ある程度の大きさを持った量子ド

ットでも間隔を空けて並べて配置することが出来る。例えば、GaAs やシリコン (Si) などの半導体材料のフェルミ波長は 0.1 ミクロン程度である。微細加工技術では 0.05 ミクロン以下のサイズ、インジウムヒ素 (InAs) や Si の自己成長量子ドットでは 10 ナノメートル以下のサイズが既に実現されているので、上記半導体材料を用いれば、現在の技術でも十分に量子ドットをフェルミ波長以下の間隔に並べることが出来る。これによって RKKY 相互作用が常に負になるようにでき、量子ドット中の局在スピン間に強磁性的な交換相互作用を働かせることが出来る。

【0048】

(3) 伝導電子系として半導体を用いた場合、ゲート電極にゲート電圧をかけて伝導電子濃度を調節すると、フェルミ波長の長さを量子ドット間隔に比して適宜調節できるようになるので、強磁性の自在なスイッチオン・オフ制御が可能である。

【0049】

(4) 磁性金属物質を含む必要がないので、非磁性の半導体材料（非磁性材料）だけを用いた磁性材料を実現できる。このために、例えば既存のシリコン LSI プロセスを使ってシリコン集積回路上に磁性デバイスをモノリシックに作り込むことが可能となる。

【0050】

(5) フラットバンド強磁性体のように、量子ドット列を均一に周期的に並べる必要がない。隣り合う量子ドット同士がフェルミ波長以下に接近していれば、量子ドット間隔や量子ドットの大きさにある程度のばらつきがあっても許容される。

【0051】

(6) 以上の議論では奇数個の電子から成る量子ドットについて説明したが、量子ドットの大きさにはばらつきを持たせることができるため、一部に偶数個の電子から成る量子ドットが生じることもある。しかし、そのような偶数個の電子から成る量子ドットはスピンがゼロの「非磁性不純物」にすぎず、全体の磁性に影響を与えることはない。

【 0 0 5 2 】

(7) 強磁性転移温度は伝導電子系領域のフェルミエネルギーで決まるので、室温まで強磁性を保つことが可能である。

【 0 0 5 3 】

以上の長所は、従来の金属磁性体には見られないものであり、この意味で量子ドット材料を用いて構成される磁性体は、まったく新しい応用の可能性を開くものであると期待されている。

【 0 0 5 4 】

次に、以上の理論的背景に基づいて構成される本発明の実施の形態を説明する。

【 0 0 5 5 】

(第 1 の実施の形態)

図 1 は、本発明の第 1 の実施形態に係る磁性体の構成を示す説明図である。同図に示す磁性体 1 は、周囲よりもエネルギーポテンシャルが低く複数の電子が閉じこめられた第 1 の領域である量子ドット 1 1 が、この量子ドット 1 1 を構成する電子の持つフェルミエネルギーよりも高いエネルギーポテンシャルを有する第 2 の領域である障壁層 1 2 を挟んで、この障壁層 1 2 よりも低いエネルギーポテンシャルを有する第 3 の領域である伝導電子領域 1 3 に埋め込まれた構成を有している。

【 0 0 5 6 】

なお、第 1 の領域と第 3 の領域のエネルギーポテンシャルの大小は任意で構わない。

【 0 0 5 7 】

また、量子ドット (第 1 の領域)、障壁層 (第 2 の領域)、伝導電子領域 (第 3 の領域) の間のエネルギーポテンシャルの関係については、後述する他の実施形態においても同様である。

【 0 0 5 8 】

図 2 は、量子ドット 1 1 と障壁層 1 2 から構成されるドット部 1 0 0 断面の構成を示す説明図である。

【 0 0 5 9 】

本実施形態においては、一辺の長さが1ミクロン ($1\ \mu\text{m} = 1 \times 10^{-6}\ \text{m}$) 程度以下のサイズを有する微小な領域に2次元的または3次元的に複数の電子が閉じ込められたものを量子ドット 1 1 として想定しているが、一辺の長さが数ナノメートル乃至100ナノメートル ($= 0.1$ ミクロン) 程度の微小領域に電子を閉じ込めた量子ドット 1 1 であればより好ましい。

【0060】

量子ドット 1 1 の材料は、例えばガリウム (Ga), アルミニウム (Al), インジウム (In) 等のIII族元素と窒素 (N), リン (P), ヒ素 (As), アンチモン (Sb) 等のIV族元素を組み合わせるIII-IV族材料 (例えば、GaAs, InAs, InGaAs, GaN, InGaN等) や、亜鉛 (Zn), カドミウム (Cd), 水銀 (Hg) 等のII族元素と硫黄 (S), セレン (Se), テルル (Te) 等のVI族元素を組み合わせるII-VI族材料 (ZnS, ZnSe, CdSe, HgTe, CdHeteroTe等) が考えられる。

【0061】

量子ドット 1 1 は、例えば、イオンや電子ビームなどを用いた加工技術や選択成長技術を用いて微細な半導体領域を作製することによって形成することができる。また、半導体量子井戸構造中に電子を閉じ込めることによって量子ドット 1 1 を形成することも可能である。さらに、自己成長モードとして、Volmer-Weber モード、Stranski-Krastanov モード、Frank-van der Merwe モード、および格子定数の差から生じる応力によって誘起された成長モードなどを用いた半導体結晶成長法によって微細な量子ドット島 (多数の量子ドットの集合) を自己集合的、自己組織的に自然に成長させ、障壁層 1 2 を介してそれらの量子ドット島を伝導電子系 1 3 に結合させる方法も考えられる。

【0062】

以上のように構成される磁性体 1 において、量子ドット 1 1 は障壁層 1 2 を介して伝導電子領域 1 3 と接合しているため、量子ドット 1 1 中に閉じ込められた電子は、障壁層 1 2 をトンネル効果により通り抜けて、伝導電子領域 1 3 との間を行き来することができる。障壁層 1 2 の厚さは、厚すぎると電子が移動できなくなってしまう一方で、薄すぎると量子ドットの閉じ込め効果が弱くなり、いず

れの場合にも強磁性転移温度が低くなってしまう。そこで、量子ドット 1 1 を形成するときの成長、合成、または加工の条件を適宜調節することによって、障壁層 1 2 を最適な厚さにする。

【 0 0 6 3 】

上記（理論的背景）の項でも説明したように、量子ドット 1 1 間の間隔をフェルミ波長以下となるように設計すると、量子ドット 1 1 中の局在スピン間に強磁性的な交換相互作用が働き、伝導電子領域 1 3 にスピン偏極が誘起される。

【 0 0 6 4 】

なお、図 1 においてはドット部 1 0 0 が不規則に並んでいるが、これは上述したように、ドット部 1 0 0 が電子の閉じ込めや結晶成長等によって自然に形成されるためである。実際、（理論的背景）の項でも説明したように、本実施形態に係る磁性体を構成する際には、各量子ドット 1 1 間の間隔がフェルミ波長以下となるように設計することが最も重要である。

【 0 0 6 5 】

また、図 1（および図 2）のドット部 1 0 0 はすべて同じ形状を有しているが、これは図面記載上の便宜的な措置によるものに過ぎず、実際には各ドット部 1 0 0 がさまざまな形状を有して形成されるのは勿論である。

【 0 0 6 6 】

さらに、磁性体 1 の形状も、図 1 に示す直方体形状に限定されるものではない。図 1 では、磁性体 1 要部の構成を説明することが主眼であるために、その全体の形状が単純な直方体形状を有するものとして記載してあるが、実際には磁性体 1 としてさまざまな形状に加工することが可能である。この点については、後述する磁性体の構成を示す図面においても同様のことがいえる。

【 0 0 6 7 】

本実施形態においては、磁性体 1 と同様の効果を奏するさまざまな磁性体を構成することが可能である。以下、そのような磁性体の構成例を説明する。なお、各磁性体を構成する量子ドットの大きさは、量子ドット 1 1 と同程度である。

【 0 0 6 8 】

図 3 は、外側を障壁層で囲まれた量子ドットからなるドット部 1 0 0 を伝導電

子領域 2 3 の上部に接するように載せて形成される磁性体 2 の構成を示す説明図である。同図に示す各ドット部 1 0 0 （量子ドットと障壁層から成る）は、図 2 のように構成される。

【 0 0 6 9 】

図 4 は、伝導電子領域 3 3 の上に障壁層 3 2 を形成し、さらに障壁層 3 2 上部に量子ドット 3 1 が載るように形成される磁性体 3 の構成を示す説明図である。同図において、伝導電子領域 3 3 の下層には、絶縁層 3 4 が設けられている。

【 0 0 7 0 】

図 5 は、量子ドット 4 1 を埋め込んだ障壁層 4 2 を挟むように上下に伝導電子領域 4 3 a および 4 3 b を配置した構成を有する磁性体 4 を示す説明図である。同図に示す磁性体 4 は、伝導電子領域 4 3 a および 4 3 b がそれぞれソース電極およびドレイン電極の役割を担っており、埋め込まれた量子ドットを介してソース、ドレイン電極間に電流を流すことができる。

【 0 0 7 1 】

以上説明した本発明の第 1 の実施形態によれば、電子が閉じこめられた第 1 の領域（量子ドット）と、この第 1 の領域に接しかつ当該第 1 の領域よりもエネルギーポテンシャルが高い第 2 の領域（障壁層）と、この第 2 の領域よりも低いエネルギーポテンシャルを有し、前記第 2 の領域を介して前記第 1 の領域との間を電子が移動可能である第 3 の領域（伝導電子領域）とを備えることにより、室温で強磁性を示す非磁性材料を用いた磁性体を提供することができる。

【 0 0 7 2 】

一般に、多数の量子ドット列から成る物質が室温でも強磁性を示すことは自明ではない。本実施形態によれば、R K K Y 相互作用の理論に基づいて構成される量子ドット列を用いることにより、室温でも強磁性を示す磁性体を提供することが可能になる。

【 0 0 7 3 】

また、本実施形態に係る磁性体は、既存の加工技術、成長技術、および合成技術を利用して形成することができるので、トランジスタなどの従来デバイスと同一基板状に作成できる利点を有する。このような半導体ドット磁性体を用いるこ

とによって、今後進展が期待される L S I チップの小型化、高集積化に大いに貢献するものと考えられる。

【0074】

さらに、本実施形態によれば、半導体はゲート電極に電圧を印可することにより伝導電子濃度を自由に変化させることが出来るので、強磁性のスイッチオン・オフ制御が容易であり、磁気スイッチングデバイスや磁気センサとして利用することが可能になる。

【0075】

加えて、半導体は電子の移動度や量子ドット形状を変えることが容易かつ高精度で出来るため、極めて制御性よくドット超伝導体が作製できると考えられる。このことは生産性の点で品質や歩留まりの向上につながる。

【0076】

また、加工技術、成長技術、合成技術等を用いて形成された非磁性の半導体クラスタ、炭素クラスタ、金属クラスタが室温で強磁性を示すので、全く新しい磁性材料が実現される。

【0077】

(第2の実施の形態)

図6は、本発明の第2の実施形態に係る磁性体の構成を示す説明図である。同図に示す磁性体5は、例えばGaAsとアルミニウムガリウムヒ素(AlGaAs)から成る化合物半導体のヘテロ接合界面や、シリコンと二酸化シリコンから成るシリコンMOS(Metal Oxide Semiconductor)トランジスタの反転層等の二次元電子系界面56に形成される二次元伝導電子ガスを利用するものである。

【0078】

図6では、二次元電子系界面56が半導体54と半導体55の境界に形成される状況を表しているが、この二次元電子系界面56が前述した化合物半導体のヘテロ接合界面の場合には、半導体54がGaAs、半導体55(絶縁層)がAlGaAsとなる。この場合にはGaAsとAlGaAsを逆にすることもできる。また、二次元電子系界面56がシリコンMOSトランジスタの反転層の場合には、半導体54がシリコン、半導体55(絶縁層)が二酸化シリコンとなる。

【 0 0 7 9 】

なお、二次元電子系界面の形成法および物質構成に関しては、これ以外にも様々な方法があり、図 6 に示したものはあくまでも一例に過ぎない。

【 0 0 8 0 】

このような二次元電子系（伝導電子領域）の直上に、半導体 5 5 を挟んで特定の構造に加工した外部金属電極ゲート（金属ゲート） 5 7 を装着し、この金属ゲート 5 7 に負の電圧を加えると、金属ゲート 5 7 の真下では静電ポテンシャルが高くなるため、この付近に存在する二次元電子系界面 5 6 上の電子が排除される（図 8 の網掛け部分に相当）。この結果、電子が二次元電子系界面 5 6 内で局在し、その二次元電子系界面 5 6 には、伝導電子系領域 5 3 に加えて量子ドット領域 5 1 と障壁層領域 5 2 が形成される。

【 0 0 8 1 】

図 7 は、金属ゲート 5 7 に負の電圧を印加することによって量子ドット領域 5 1 および障壁層領域 5 2 が形成されたときの二次元電子系界面 5 6 を模式的に示す説明図である。上述したように、図 7 に示す量子ドット領域 5 1 の間隔、大きさ、および配列は、金属ゲート 5 7 の形状に応じて形成されるものであり、同図に示すものがあくまでも一例に過ぎないことはいうまでもない。

【 0 0 8 2 】

なお、本実施形態において想定される量子ドット領域 5 1 の大きさは、上記第 1 の実施形態における量子ドット 1 1 の大きさと同程度である。

【 0 0 8 3 】

以上説明した本発明の第 2 の実施形態によれば、上記第 1 の実施形態と同様の効果を得ることができる。

【 0 0 8 4 】

（第 3 の実施の形態）

図 8 は、本発明の第 3 の実施形態に係る磁性体の構成を示す説明図である。同図に示す磁性体 6 は、半導体にエッチング加工法や選択成長法を適用して作製される。より具体的には、半導体の一部をエッチング加工法等によって切り取って図 8 に示すような形状に加工すると、この形状に応じて電子が移動し、同図にお

いてその断面が略菱形で表される領域に電子がたまり、量子ドット 6 1 が形成される。なお、量子ドット 6 1 の大きさは、上記第 1 および第 2 の実施形態における量子ドットの大きさと同程度である。また、図 8 では形成された全ての量子ドット 6 1 断面を同じ略菱形で記載してあるが、実際に電子が移動して形成される量子ドット 6 1 は、各々が異なる形状を有するのは勿論である。

【 0 0 8 5 】

このように、磁性体 6 の伝導電子領域 6 3 は、幅広く立体的な構造を有する半導体領域中に実現され、量子ドット 6 1 はエッチング技術や選択成長法によって作製した微細構造中に実現される。また、障壁層領域 6 2 は、量子ドット 6 1 の領域と伝導電子領域 6 3 との間の通り道を細く作製および／または加工することにより実現できる。

【 0 0 8 6 】

なお、本実施形態に係る磁性体 6 は、シリコンを酸化する際に、細い細線領域と幅広い伝導電子領域とのつなぎ目部分が他の部分よりも良く酸化され、そのつなぎ目部分に自然に障壁層が形成されるパターン依存酸化法（P A D O X 法：Pattern-Dependent Oxidation）を用いて形成することも勿論可能である。

【 0 0 8 7 】

また、図 8 に示した形状はあくまでも一例であって、この形状に限定されるわけではない。本実施形態に係る磁性体を構成する上では、半導体を加工する際に、量子ドット領域と障壁層領域が適宜構成されうるような形状のものであればどのようなものでも一向に構わない。

【 0 0 8 8 】

以上説明した本発明の第 3 の実施形態が、上記二つの実施形態と同様の効果を奏するのはいうまでもない。

【 0 0 8 9 】

なお、本発明は、上記第 1 乃至第 3 の実施形態と同様の効果を奏する他のさまざまな実施の形態等を含み得るものである。

【 0 0 9 0 】

【発明の効果】

以上説明したように、本発明によれば、非磁性材料である量子ドットと伝導電子領域とを障壁層を介して接合することにより、室温においても強磁性を示す磁性体を提供することができる。

【図面の簡単な説明】

【図 1】

本発明の第 1 の実施形態に係る磁性体の構成例を示す説明図である。

【図 2】

図 1 のドット部の構成を示す説明図である。

【図 3】

本発明の第 1 の実施形態に係る磁性体の第二の構成例を示す説明図である。

【図 4】

本発明の第 1 の実施形態に係る磁性体の第三の構成例を示す説明図である。

【図 5】

本発明の第 1 の実施形態に係る磁性体の第四の構成例を示す説明図である。

【図 6】

本発明の第 2 の実施形態に係る磁性体の構成例を示す説明図である。

【図 7】

図 6 の二次元電子系界面の構成を示す説明図である。

【図 8】

本発明の第 3 の実施形態に係る磁性体の構成例を示す説明図である。

【図 9】

R K K Y 相互作用の強さ（交換エネルギー）を局在スピン間の距離の関数として示した説明図である。

【図 1 0】

伝導電子が三次元の場合に強磁性転移温度を量子ドット間隔及び伝導電子濃度の関数として示した説明図である。

【図 1 1】

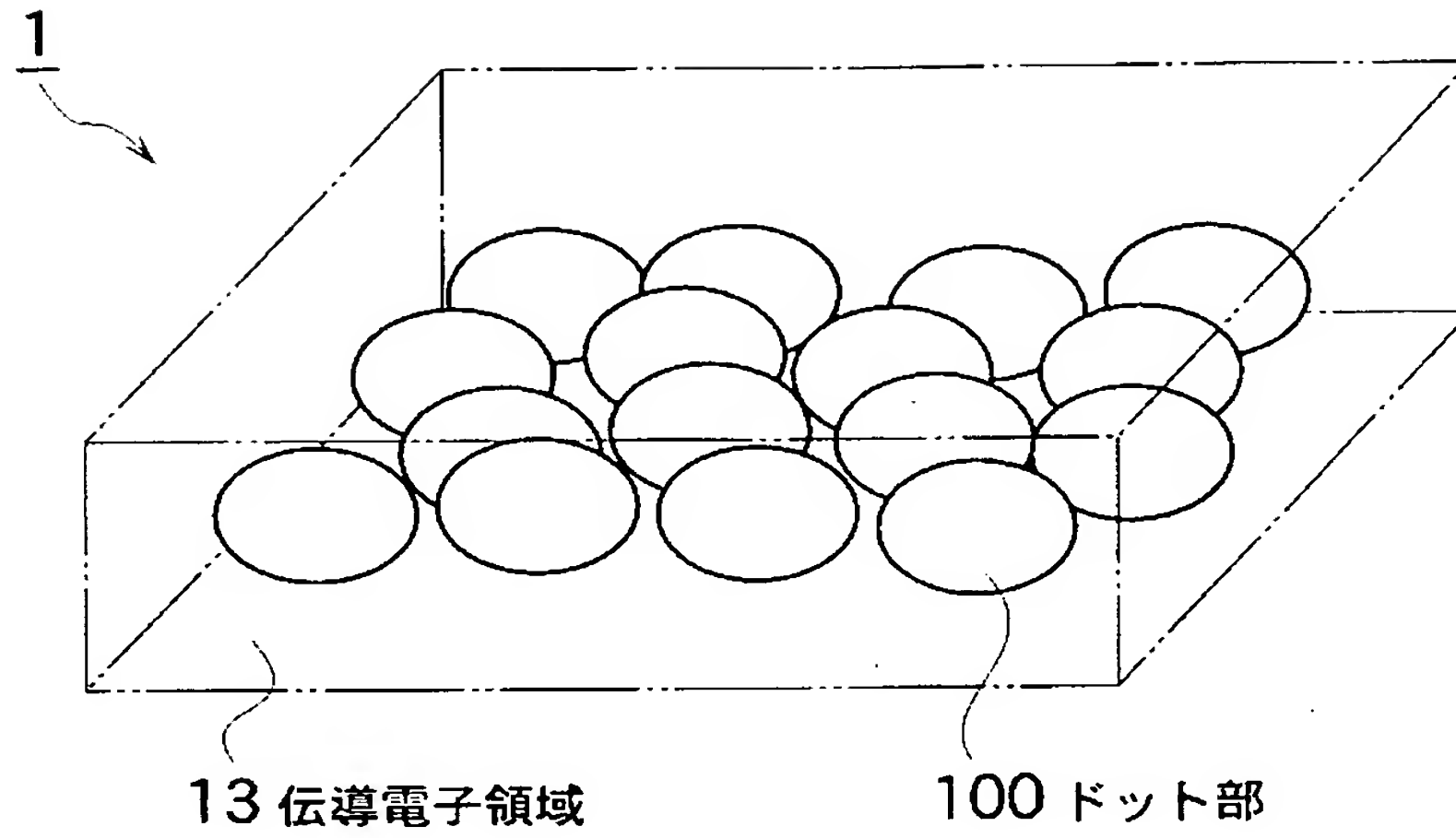
伝導電子が二次元の場合に強磁性転移温度を量子ドット間隔及び伝導電子濃度の関数として示した説明図である。

【符号の説明】

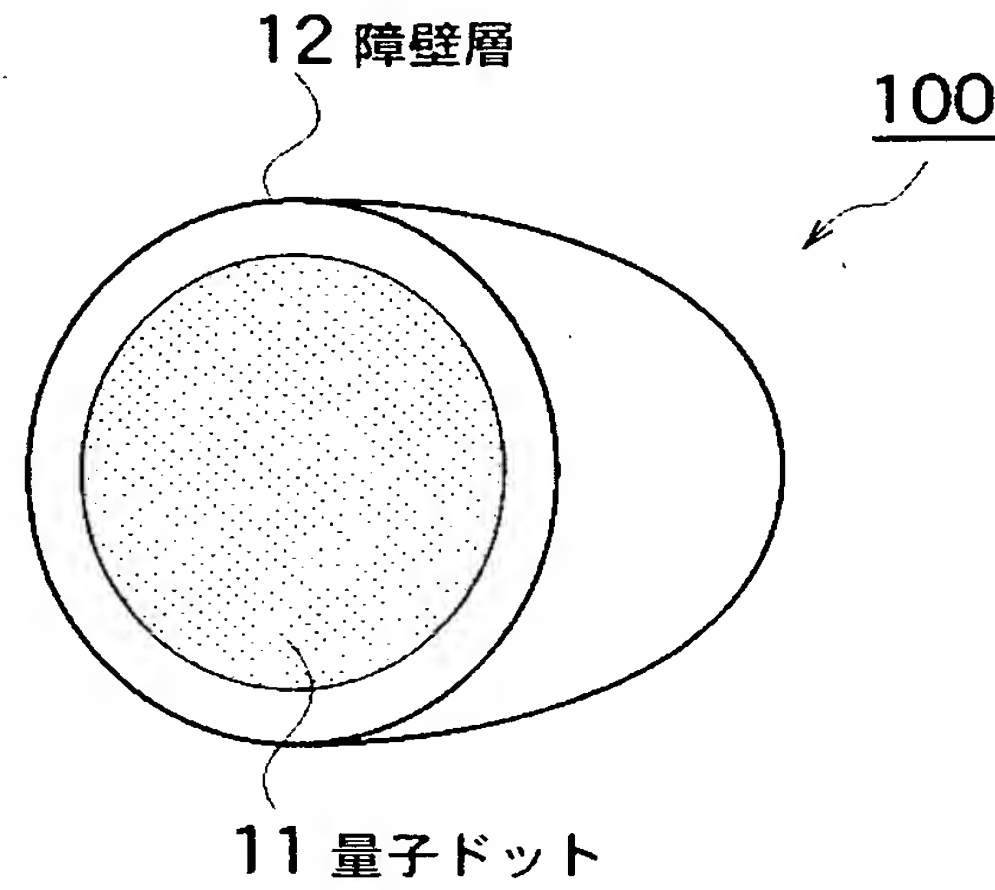
- 1、2、3、4、5、6 磁性体
- 1 1、3 1、4 1、6 1 量子ドット（第 1 の領域）
- 1 2、3 2、6 2 障壁層（第 2 の領域）
- 1 3、2 3、3 3、4 3 a、4 3 b、5 3、6 3 伝導電子領域（第 3 の領域）
- 3 4 絶縁層
- 4 2、5 2 障壁層領域（第 2 の領域）
- 5 1 量子ドット領域（第 1 の領域）
- 5 4、5 5 半導体
- 5 6 二次元電子系界面
- 5.7 金属ゲート
- 1 0 0 ドット部

【書類名】 図面

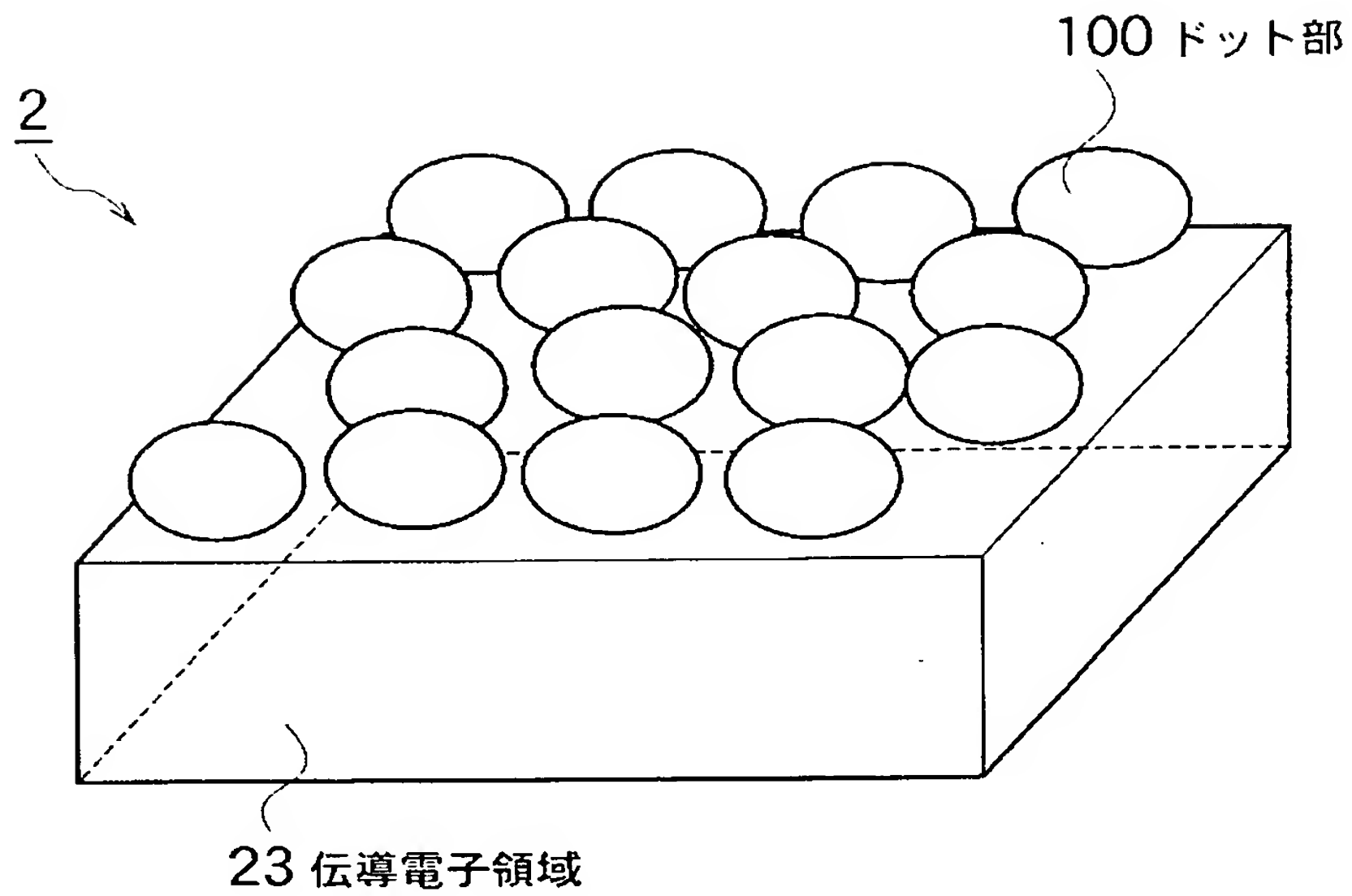
【図 1】



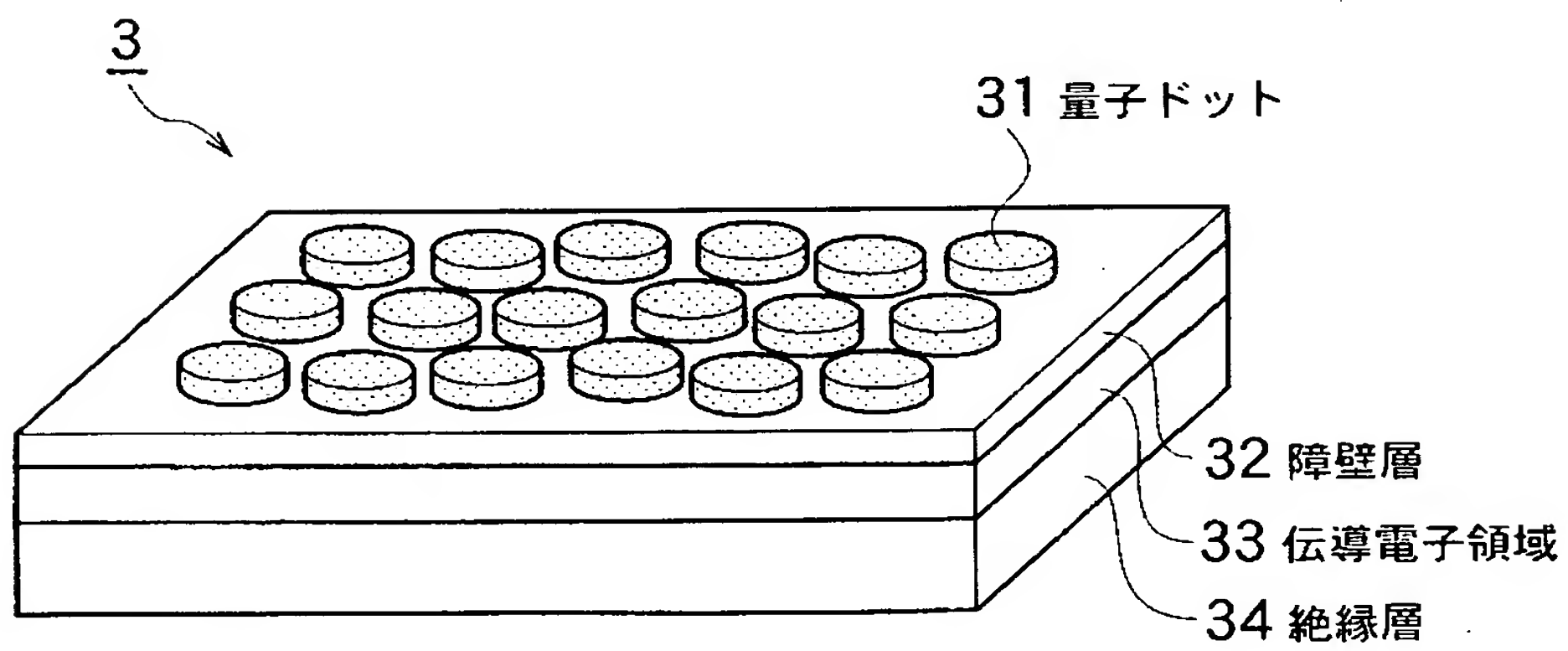
【図 2】



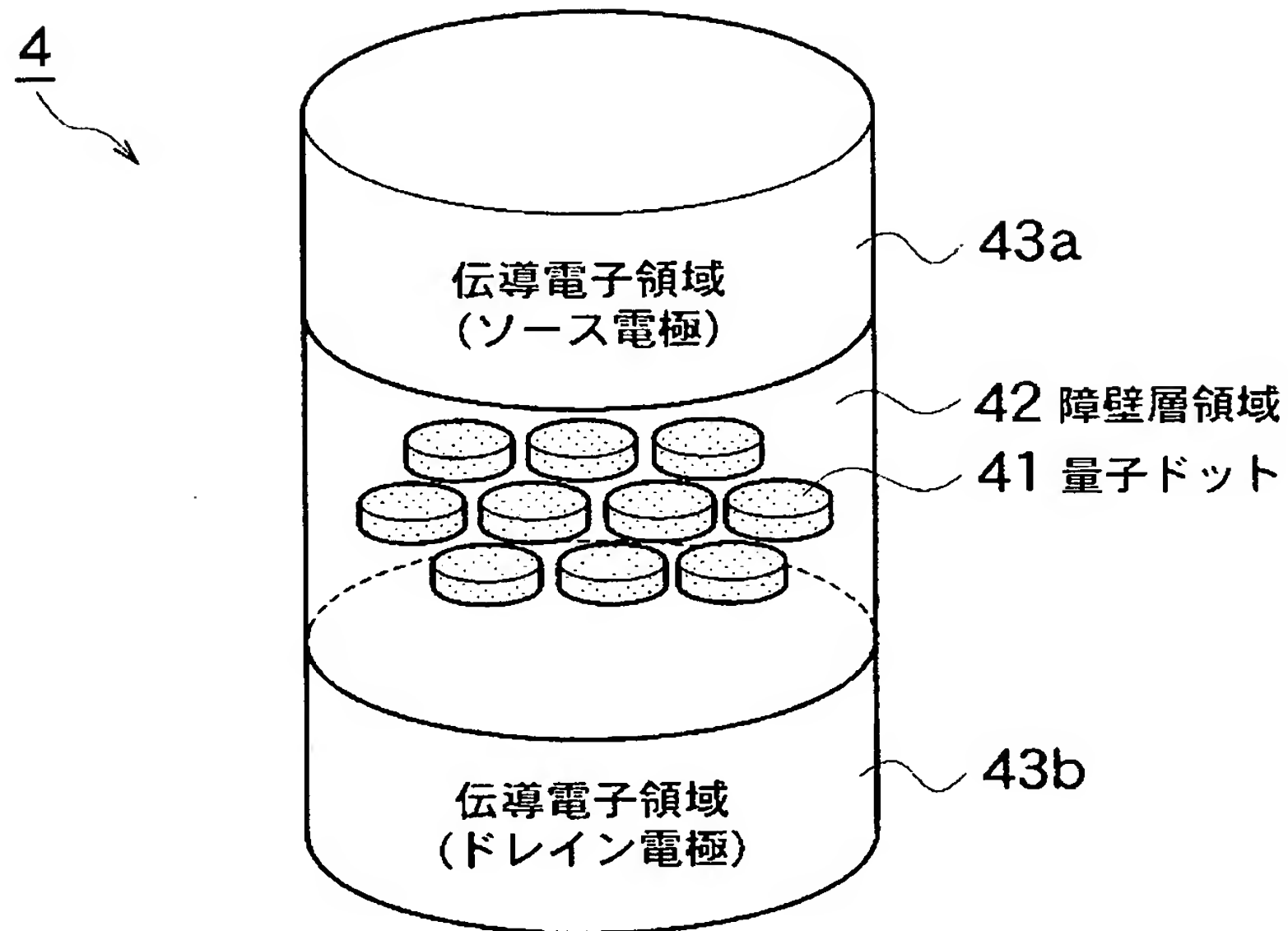
【図 3】



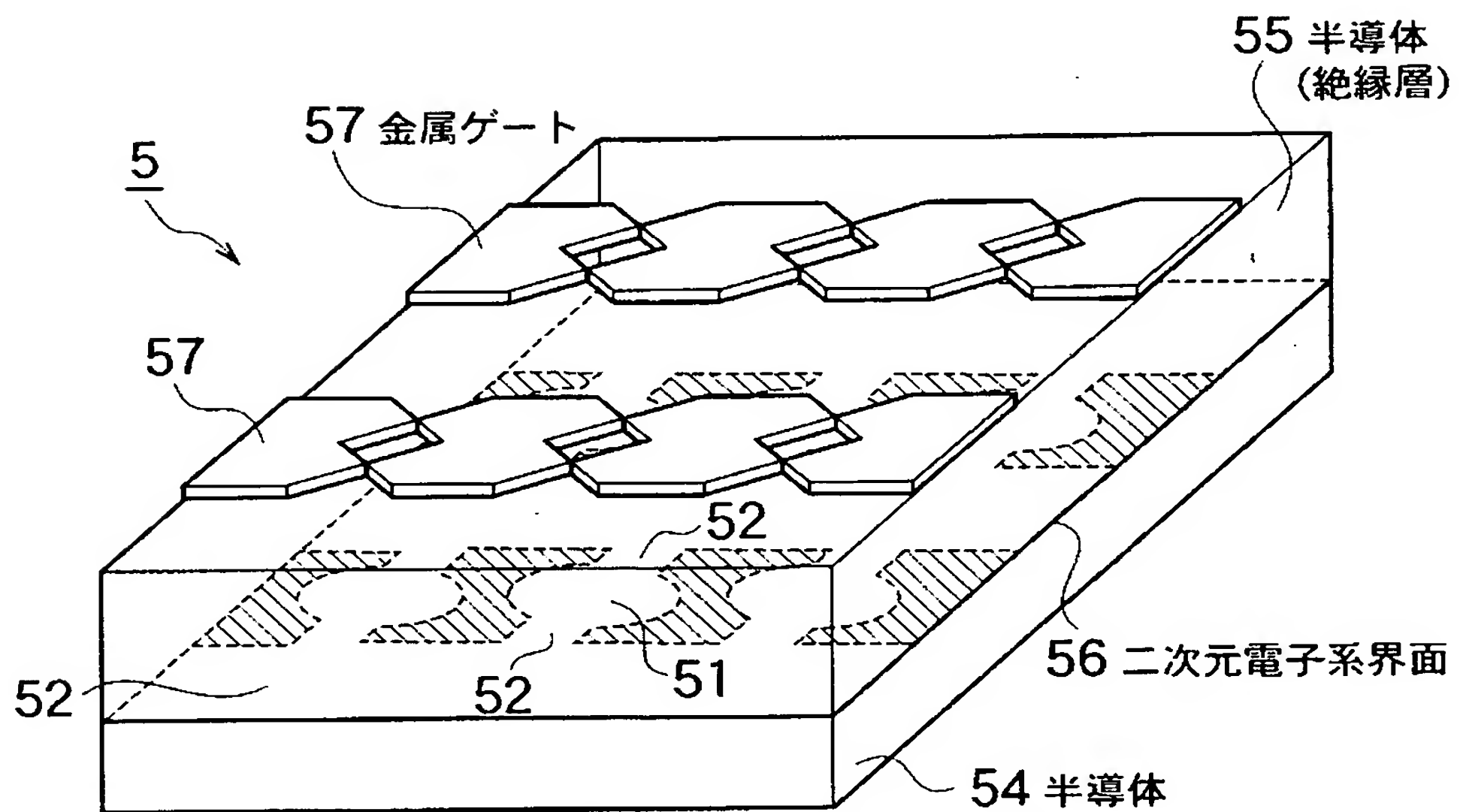
【図 4】



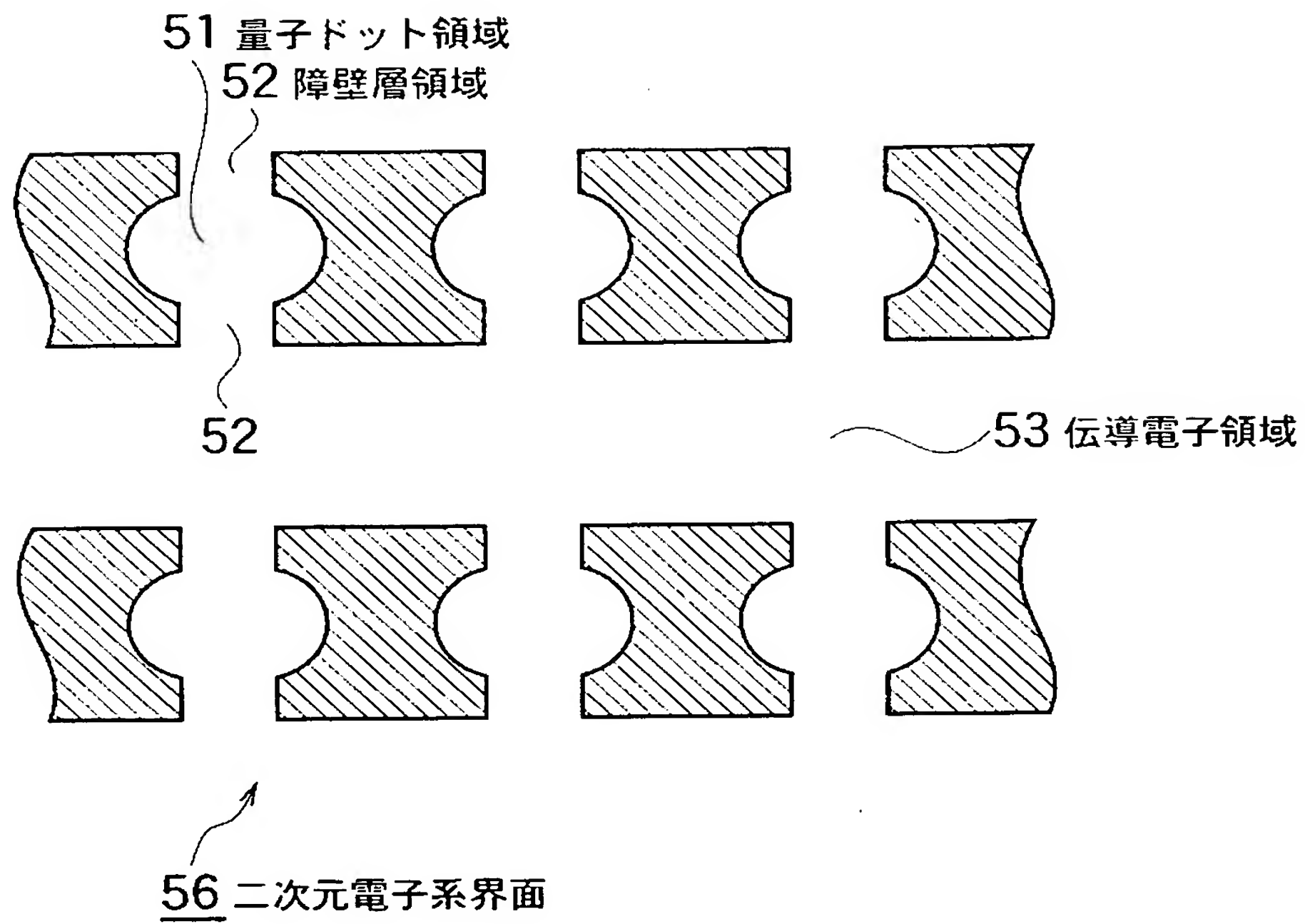
【図 5】



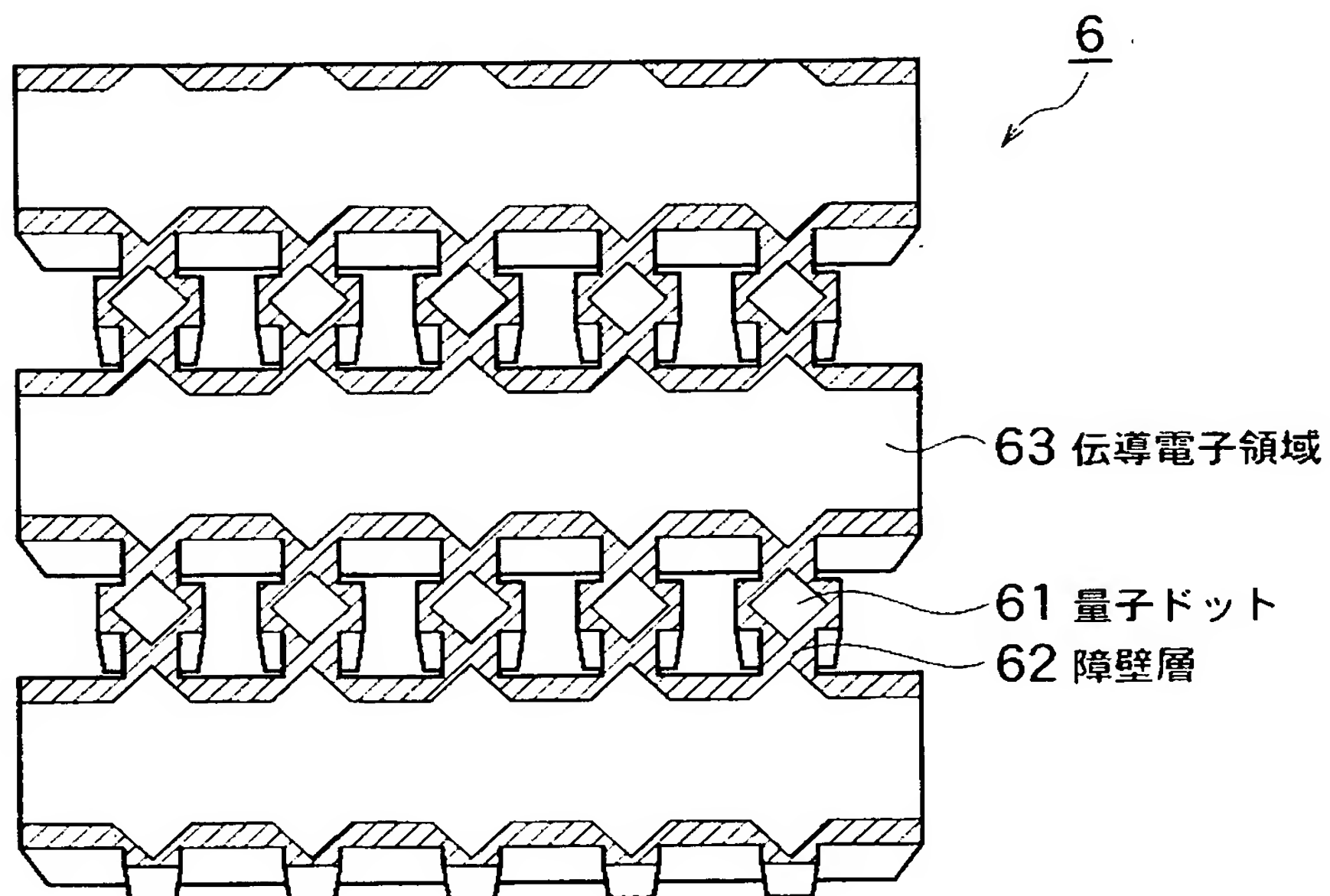
【図 6】



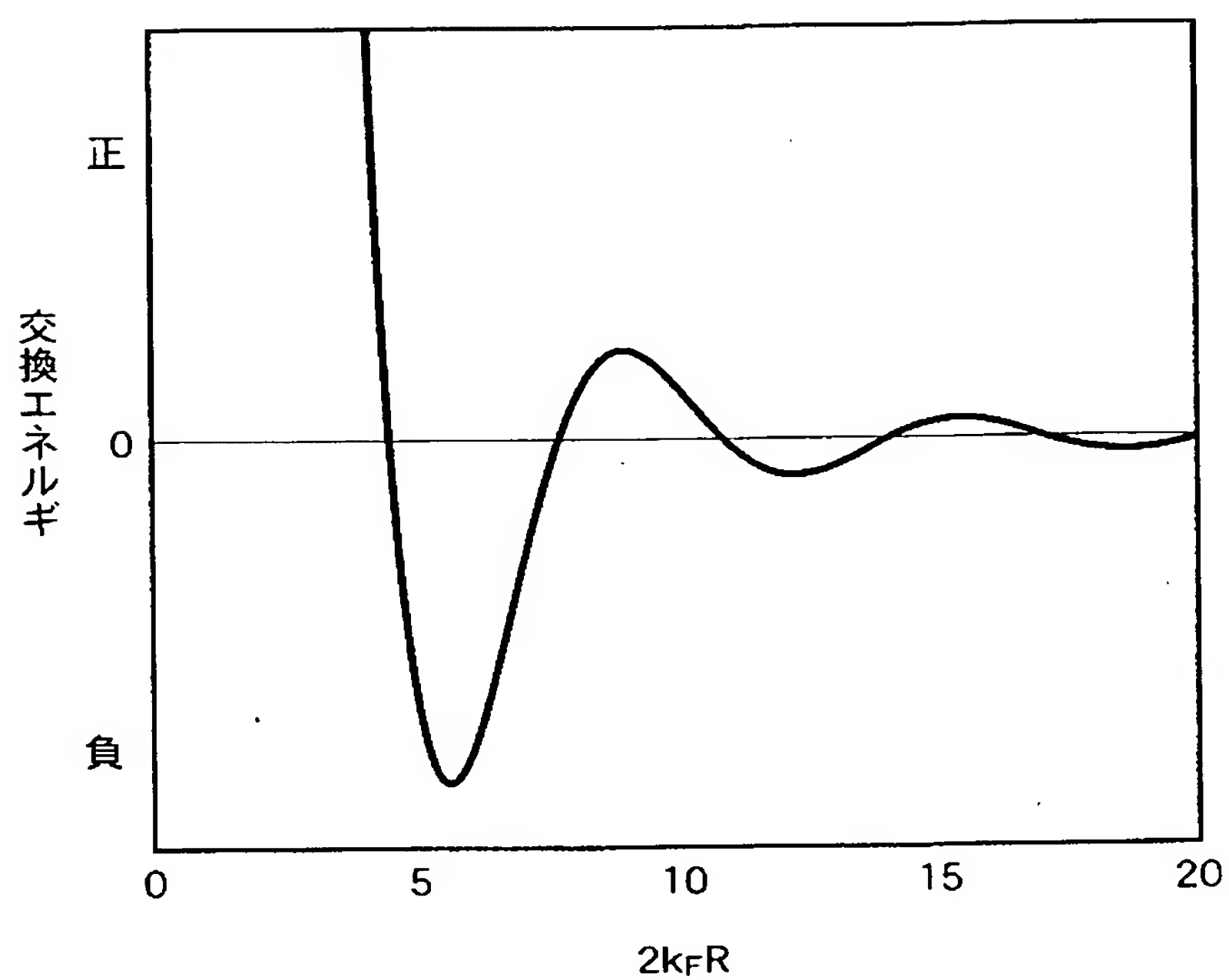
【図 7】



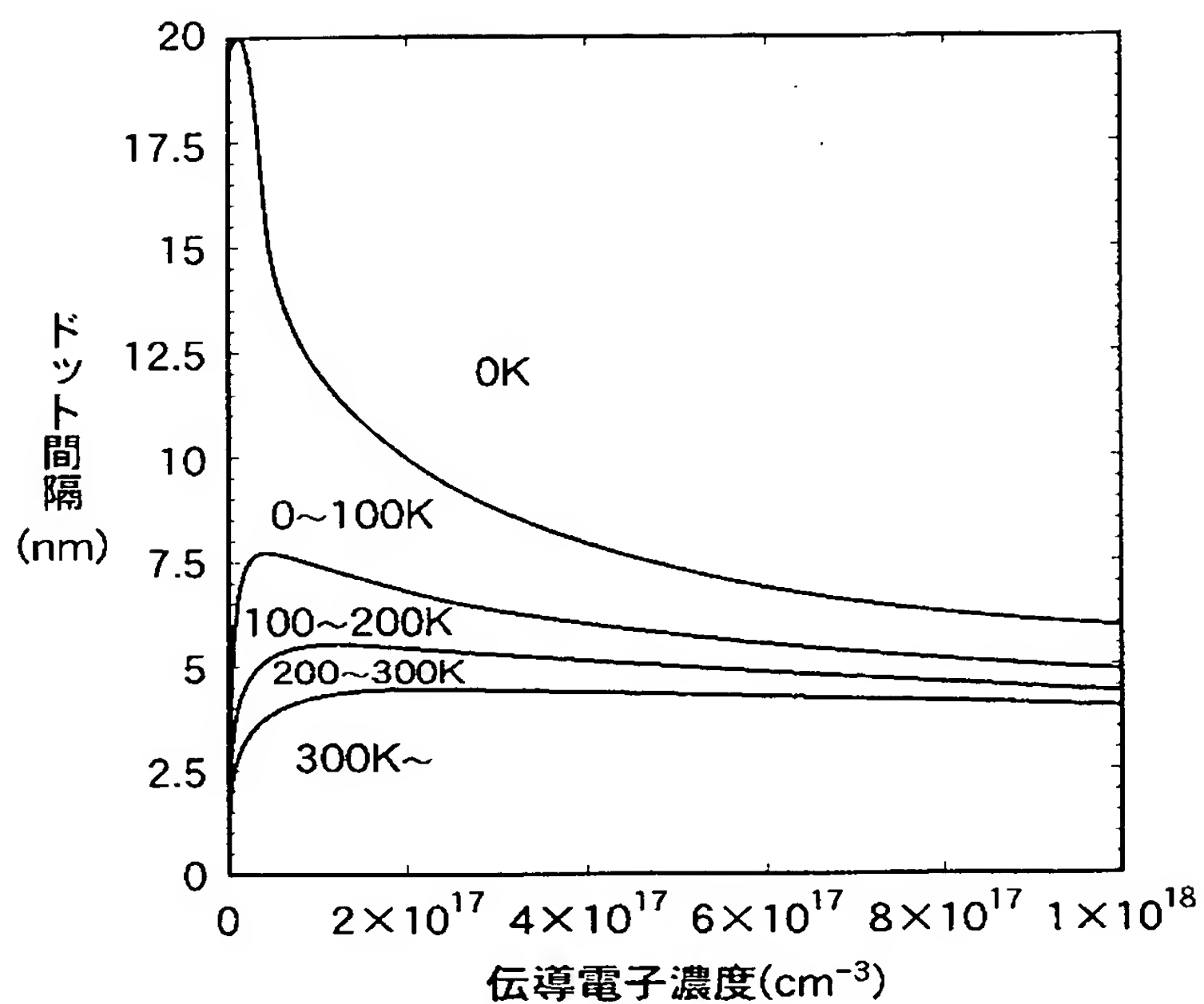
【図 8】



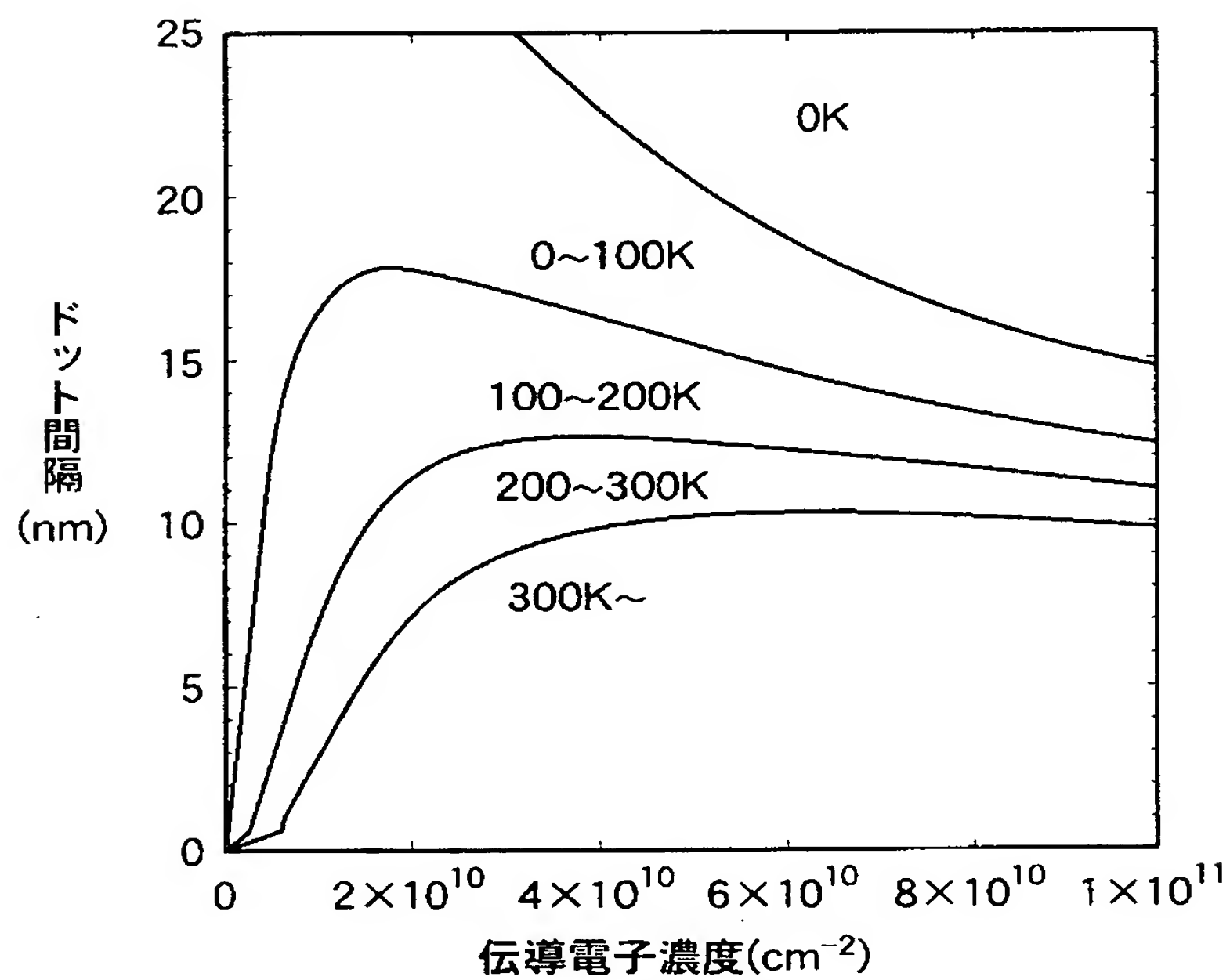
【図 9】



【図 10】



【図 11】



【書類名】 要約書

【要約】

【課題】 室温においても強磁性を示す非磁性材料を用いた磁性体を提供する。

【解決手段】 複数の電子が閉じ込められて成る複数の第 1 の領域と、この複数の第 1 の領域の各々に接し、かつ当該第 1 の領域よりも高いエネルギーポテンシャルを有する第 2 の領域と、この第 2 の領域よりも低いエネルギーポテンシャルを有し、前記第 2 の領域を介して前記複数の第 1 の領域との間を電子が移動可能であり、かつ電気伝導性を有する第 3 の領域とを備える。

【選択図】 図 1

特願 2 0 0 2 - 2 5 6 0 3 6

出 願 人 履 歴 情 報

識別番号

[0 0 0 0 0 4 2 2 6]

1. 変更年月日

1 9 9 9 年 7 月 1 5 日

[変更理由]

住所変更

住 所

東京都千代田区大手町二丁目 3 番 1 号

氏 名

日本電信電話株式会社